

4. R. F. Chairen, J. C. Edwards. Acta Astronautica, 1976, 3, 9—10, 795.
5. C. L. Mader. Proc. of the Sixth (International) Symposium on Detonation, 1976, p. 405.
6. К. М. Михайлюк, В. С. Трофимов. ФГВ, 1977, 13, 4, 606.
7. V. M. Titov, V. V. Silvestrov et al. Proc. of the Sixth (International), Symposium on Detonation, 1976, p. 36.
8. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
9. В. Ф. Нестеренко. ФГВ, 1975, 11, 2, 324.
10. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов. ФГВ, 1975, 11, 3, 506.
11. В. В. Сильвестров, Н. Н. Горшков и др. ФГВ, 1975, 11, 5, 786.
12. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
13. J. W. Enig, F. J. Petrone. Proc. of the Fifth (International) Symposium on Detonation, 1970, p. 98.
14. D. Price. Proc. of the Fifth (International) Symposium on Detonation, 1970, p. 207.

СФЕРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ В РАДИАЛЬНО-НЕОДНОРОДНОЙ НАСЫЩЕННОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Е. Е. Ловецкий, А. М. Масленников, В. С. Фетисов

(Москва)

Создание радиальной неоднородности вокруг заряда — один из способов воздействия на механический эффект взрыва в твердой среде. Например, снижение давления в ударной волне можно получить с помощью зазора между зарядом и окружающей средой [1]. В настоящей работе рассматривается взрыв в радиально-неоднородной пористой среде с насыщенными порами, которые насыщены газом или водой. Радиальную неоднородность можно создать следующим образом: в некоторой сферической области, окружающей заряд, газ (вода), первоначально находившийся в порах, заменяется соответственно водой (газом). Такое обводнение или осушение среды можно осуществить закачивая воду или газ в окрестность заряда.

Задачу о взрыве в среде с радиально-неоднородными свойствами можно сформулировать следующим образом. Пусть в начальный момент времени в сферической области размером a_0 мгновенно выделяется энергия взрыва W . Вещество в полости будем считать идеальным газом с постоянным показателем адиабаты $\gamma = 1,4$. Для описания движения среды воспользуемся гидродинамическими уравнениями, учитывающими прочностные эффекты. В лагранжевых координатах эти уравнения имеют вид [4].

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= v_0 \frac{r^2}{r_0^2} \frac{\partial u}{\partial r_0} + 2v \frac{u}{r}, \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= v_0 \frac{r^2}{r_0^2} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r_0} + 2v \frac{\tau}{r}, \\ \frac{\partial E}{\partial t} + p \frac{\partial v}{\partial t} &= \frac{2}{3} \tau \left(v_0 \frac{r^2}{r_0^2} \frac{\partial u}{\partial r_0} - v \frac{u}{r} \right), \\ r &= r_0 + \int_0^t u dt. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь v и E — удельный объем и удельная энергия многокомпонентной среды; v_0 — начальный удельный объем; u — скорость; σ_r и σ_φ — ра-

диальная и угловая компоненты тензора напряжений; $\tau = \sigma_r - \sigma_\varphi$ — напряжение сдвига; $p = -(\sigma_r + 2\sigma_\varphi)/3$ — давление; r — эйлеров радиус; r_0 — лагранжев радиус. Система уравнений (1) замыкается уравнениями состояния и упругопластическими соотношениями. Последние имеют вид в упругой области

$$\partial\tau/\partial t = 2G(\partial u/\partial r - u/r) \quad (2)$$

(G — модуль сдвига) и в пластической зоне

$$|\tau| = \sigma^* = \text{const}, \quad (3)$$

где σ^* — предел текучести. Для учета газовагонасыщенности среды выбран подход, развитый в [2, 3] и предполагающий учет многокомпонентности с помощью модельного уравнения состояния в предположении равенства давления и температуры во всех компонентах. Полную энергию и полный удельный объем среды можно представить в следующей форме:

$$E = \sum_{i=1}^3 R_i E_i, \quad v = \sum_{i=1}^3 R_i v_i, \quad (4)$$

где R_i — массовое содержание соответствующих компонентов (индекс 1 относится к твердой фазе среды, 2 — к жидкой, 3 — к газообразной); E_i — их удельные энергии; v_i — удельные объемы. Уравнения состояния для твердого и жидкого компонента брались в форме Ми — Грюнайзена [4]:

$$P = B[(v_0/v)^n - 1] + \Gamma \cdot c \cdot (T - T_0), \\ E = Bv_0\{1/(n-1) \cdot [(v_0/v)^{n-1} - 1] - [1 - v/v_0]\} + c(T - T_0). \quad (5)$$

Для воды набор входящих в (5) констант взят по [5—7]: $B = 3,2 \cdot 10^3$ бар, $1/v_0 = 1$ г/см³, $n = 7$, $\Gamma = 0,6$, $T_0 = 273$ К, $c = 3,72 \cdot 10^3$ кДж/(г·град.). Газообразный компонент считался идеальным газом с $\gamma = 1,4$. Для использования уравнения состояния в форме (4) соотношения (5) разрешались относительно $v(R, T)$, $E(p, T)$.

Система (1) — (3) заменялась системой уравнений в конечных разностях. Разностная схема, аналогичная схеме [8], имела второй порядок точности по времени и координате в силу использования равномерной лагранжевой сетки, которая оставалась неизменной в течение всего процесса счета. Для размазывания гидродинамических разрывов вводилась искусственная линейно-квадратичная вязкость [8, 9]. Устойчивость счета обеспечивалась соответствующим выбором временного шага Δt . Использование псевдовязкости дает возможность сквозного численного счета от центра газовой полости до невозмущенной среды.

Для конкретных расчетов выбрана среда с начальной пористостью 7,8% и фоновым давлением (противодавлением) 200 бар. Для твердой фазы приняты следующие характеристики: плотность $\rho = 2,65$ г/см³, $G = 10^5$ бар, $B = 1,8 \cdot 10^5$ бар, $n = 3$, $\Gamma = 1$, $c = 10^3$ кДж/(г·град.), $\sigma^* = 150$ бар. Источник взрыва моделировался газовой полостью с начальным давлением 400 кбар.

Рассмотрим случай, когда в начальный момент времени в области $a_0 < r < 8a_0$ поры заполнены газом ($R_1 = 0,991$, $R_2 = 0$, $R_3 = 0,009$), а в области $r > 8a_0$ поры заполнены водой ($R_1 = 0,97$, $R_2 = 0,03$, $R_3 = 0$). Небольшое отличие в плотности между водой и газом (всего в три раза) объясняется большим фоновым давлением. Результаты расчета взрыва в среде с такой радиальной неоднородностью будем сравнивать с со-

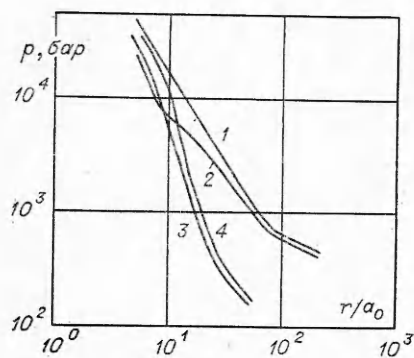


Рис. 1.

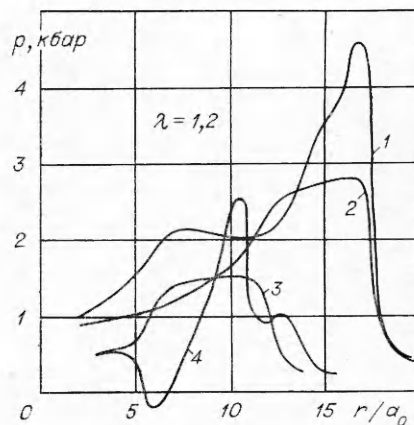


Рис. 2.

ответствующими расчетами для однородного случая, когда поры заполнены водой при $r > a_0$. Отметим, что пористость во всех просчитанных вариантах одинакова в начальный момент времени.

На рис. 1 изображены зависимости пиковых давлений от расстояния. Видно, что на первой стадии взрыва при $r \geq 40 \div 50a_0$ кривая 2 изменения пиковых давлений в частично осушенной среде лежит ниже соответствующей кривой 1 для радикально-однородной водонасыщенной среды. Отличие в пиковых давлениях достигает 80%. При $r > 50a_0$ относительное различие пиковых давлений в этих двух случаях уменьшается.

Причину такого поведения можно понять, анализируя результаты, приведенные на рис. 2, 3, где изображены радиальные распределения давлений для различных моментов времени (нумерация кривых та же, что и на рис. 1; здесь и на других рисунках $\lambda = t/t_0$, $t_0 = a_0/\sqrt{Gv_0}$). Поскольку в начальной фазе распространение ударной волны (при $r < 8a_0$) происходит в газонасыщенной среде, обладающей относительно небольшим модулем сжатия, формирующаяся на этой стадии волна сжатия имеет плавный характер, который сохраняется и для расстояний, несколько больших $8a_0$ (см. рис. 2, 2). Резкого сброса напряжений за ударным фронтом, характерного для однородной водонасыщенной среды (см. рис. 2, 1), в этом случае нет. Физически это связано с большей сжимаемостью газонасыщенной среды, из-за чего расширение сжатой на ударном фронте среды сопровождается меньшим сбросом напряжений. Поэтому область разгрузки в этом случае имеет плавный характер.

Разгрузка в водонасыщенной среде носит более резко выраженный характер, поскольку сжимаемость невелика и даже малые изменения объема сопровождаются большими изменениями давления (см. рис. 2, 1), что приводит к резкому сбросу напряжений за ударным фронтом. При дальнейшем распространении ударной волны разница радиальных профилей давления для среды с осушением и для однородной водонасыщенной среды уменьшается. Это связано с тем, что на достаточно больших расстояниях ($r > 30a_0$) ударная волна, имеющая плавную структуру в зафронтной области в случае частичного осушения, распространяется в водонасыщенной среде, из-за чего меняется режим разгрузки. Расширение среды ударным фронтом ведет к более резкой разгрузке, и профили давления становятся в обоих случаях качественно похожими (см. рис. 3, 1, 2). Подобная «перестройка» профиля давления приводит к дополнительному усилению ударной волны за счет ранее удаленных зафронтных областей, вследствие чего относительное различие в пиковых значениях давления уменьшается. Таким образом, из-

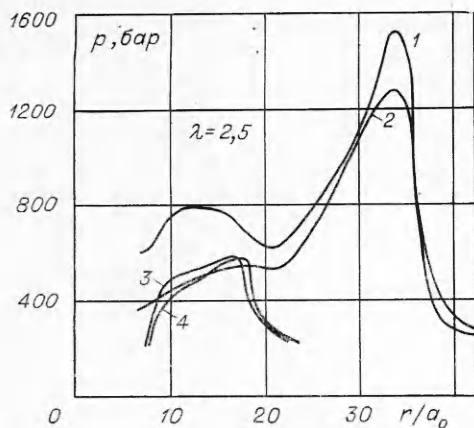


Рис. 3.

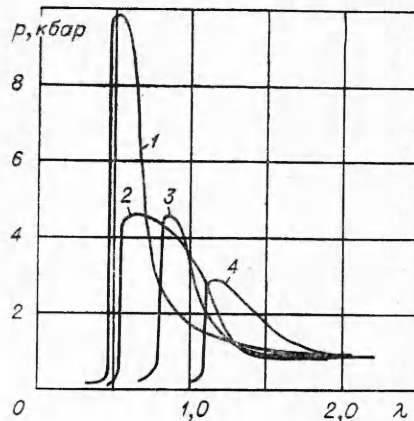


Рис. 4.

лом кривой 2 рис. 1 связан с переходом из среды с большей сжимаемостью в среду с меньшей сжимаемостью и сменой режимов нагрузки за ударным фронтом. Несмотря на то, что различие в пиковых напряжениях падает с расстоянием, оно остается конечным и в упругой зоне составляет величину порядка 10—15%.

Рассмотрим изменение со временем давления в лагранжевой частице. На рис. 4, 1, 2 представлена зависимость давления от времени в лагранжевой частице на расстоянии $10,5a_0$ соответственно для случая однородной водонасыщенной среды и для среды с радиальной неоднородностью, когда вода заменена газом при $r < 8a_0$. Кривые 3, 4 дают аналогичную картину для расстояния $17a_0$. Видно, что хотя осушение среды приводит к меньшим значениям максимального давления, оно заметно увеличивает время, в течение которого действует это давление. Подобное обстоятельство необходимо учитывать при рассмотрении эффектов, имеющих инерционный характер, например затекание пор. С увеличением расстояния от центра различие в длительности фазы нагружения становится менее заметным (см. рис. 4, 3, 4).

Рассмотрим случай, когда на расстояниях $a_0 < r < 8a_0$ поры заполнены водой, а при $r > 8a_0$ в порах находится газ. Сравнение будем проводить с результатами аналогичного взрыва в однородной по радиусу газонасыщенной среде. Начальная пористость среды в обоих вариантах одинакова. Результаты численных расчетов представлены на рис. 1—3,5 (кривая 3 на рис. 1, 2, 3 отвечает однородной по радиусу газонасыщенной среде, кривая 4 — случаю, когда при $a_0 < r < 8a_0$ в порах находится вода, а при $r > 8a_0$ — газ). Из рис. 1, 3, 4 видно, что обводнение первоначально газонасыщенной среды вокруг заряда приводит к значительному увеличению пиковых давлений (от 100% на расстоянии $9a_0$ до 20% при $r = 25a_0$) по сравнению со случаем однородной газонасыщенной среды. Излом кривой 4 связан с уже обсуждавшимся переходом ударной волны из одной среды в другую. В данном случае переход совершается из среды с меньшей в среду с большей сжимаемостью.

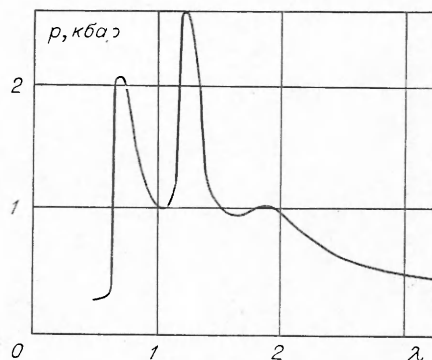


Рис. 5.

Обводнение среды вокруг заряда приводит и к ряду специфических эффектов. При переходе ударной волны из водонасыщенной в газонасыщенную среду возникает отраженная от границы раздела волна разрежения, идущая к центру. Между прошедшей ударной волной и отраженной волной разрежения находится область, где напряжения имеют растягивающий характер. После того как волна разрежения достигает границы полости, начинается формирование второй ударной волны. К этому моменту давление в полости, хотя и меньше первоначального примерно в 100 раз, но достаточно велико, чтобы сформировать ударную волну. Затухание второй волны за пределами зоны обводнения будет происходить гораздо медленнее, чем первой, так как она распространяется по веществу, уже сжатому первой ударной волной. Поэтому максимальное давление в лагранжевой частице будет определяться второй ударной волной (см. рис. 5).

При переходе второй ударной волны границы обводнения вновь возникает волна разрежения, за которой давление может стать отрицательным, что указывает на наличие в водонасыщенной среде растягивающих напряжений (см. рис. 2, 4). Растягивающие напряжения могут возникнуть лишь в среде с нулевой газонасыщенностью. После выхода волны разрежения на границу полости формируется третья ударная волна и т. д. Однако интенсивность третьей и последующих волн невелика, так как к моменту их формирования давление в полости заметно упало из-за ее расширения. Поэтому влияние этих волн на картину дальнейшего движения слабое, что позволяет не проводить их анализа.

С удалением от центра вторая ударная волна догоняет первую, и двухволновая картина исчезает. Кроме того, при переходе из обводненной зоны в газонасыщенную среду происходит обсуждавшаяся выше смена режимов разгрузки. При этом скорость затухания пиковых давлений увеличивается. Явление отражения волн в свою очередь приводит к возникновению циклических нагрузок не только в области обводнения, но и за ее пределами. На рис. 5 приведен временной профиль нагрузки лагранжевой частицы на расстоянии $10,5a_0$. Четко виден циклический характер нагрузки. Размер зоны, где лагранжевы частицы испытывают циклическую нагрузку, составляет примерно два радиуса обводнения. Как известно, твердые тела разрушаются наиболее сильно при циклических нагрузках. Поэтому в зоне подобной нагрузки следует ожидать наиболее сильного разрушения среды. В самой же зоне обводнения разрушения должны быть еще сильнее, так как здесь возникли растягивающие напряжения.

Таким образом, искусственное создание радиально-неоднородных сред позволяет в определенной мере управлять эффектами, сопровождающими сферически-симметричный взрыв в насыщенной пористой среде. Так, осушение прилегающей к заряду области при взрыве во влагонасыщенной среде позволяет понизить пиковые давления при распространении ударной волны, а также способствует развитию эффектов инерционного характера в силу более длительной фазы нагрузки. Обводнение окрестности заряда при взрыве в газонасыщенной среде дает усиление эффекта взрыва, а именно: увеличение пиковых напряжений с расстоянием от центра взрыва, повышение дробления и разрушения среды в зоне, прилегающей к полости. Последний результат хорошо согласуется с опытными данными по взрывам в увлажненных средах [10, 11].

*Поступила в редакцию
26/VII 1978*

ЛИТЕРАТУРА

1. Подземные и подводные взрывы. Под ред. В. Н. Николаевского. М., «Мир», 1974.
2. Г. М. Ляхов. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М., «Недра», 1974.
3. Г. М. Ляхов, В. Н. Охитин. ПМТФ, 1974, 2.
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
5. Физика взрыва. Под ред. К. П. Станюковича. М., «Наука», 1975.
6. В. А. Кривцов. ПМТФ, 1974, 4.
7. Н. М. Кузнецов. ПМТФ, 1961, 1.
8. М. Л. Уилкинс.— В сб.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.
9. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М., «Мир», 1972.
10. А. В. Михалюк, И. В. Белинский.— В сб.: Взрывное дело, № 76/33. М., «Недра», 1976.
11. И. Л. Зельманов, О. С. Колков и др. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1.

ОБ ОТРАЖЕНИИ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН ОТ СТЕНКИ

Э. И. Андрианкин, В. С. Звягинцев

(Москва)

Исследованию взаимодействия детонационных волн при полном выделении удельной энергии взрывчатого превращения на фронте посвящено много работ [1—3 и др.]. В последнее время все большее внимание уделяется анализу процессов с неполным выделением энергии на фронте и последующим догоранием в потоке [4—7]. Физическим основанием указанного явления служит наличие нескольких резко различающихся по скорости процессов тепловыделения либо такое физико-химическое строение среды, когда возможность окончательного выделения энергии появляется в потоке после прохождения первого фронта.

Наиболее часто это проявляется в средах, имеющих гетерофазную структуру [4—6]. В случае, когда главные компоненты химических реакций тепловыделения в невозмущенном состоянии содержатся в разных фазах, например окислитель — газ, горючее — взвешенные в нем капли, ведущим процессом тепловыделения в первой волне является динамика дробления и рассеяния вещества более плотных жидких частиц в набегавшем газовом потоке за фронтом разрыва. Причем начальное состояние среды определяет возможное значение удельной энергии взрывчатого превращения q_1 и соответствующие ему параметры фронта. Вследствие прохождения первой волны происходит усреднение физической структуры потока. Вещество получает возможность выделить оставшуюся энергию во фронтах последующих возмущений в силу того, что происшедшая активация способствует реагированию с достаточными по величине скоростями. Количественные стороны указанных явлений в каждом конкретном случае составляют предмет особого исследования.

Рассмотрим предельный случай — течение, в котором вся оставшаяся энергия q_2 выделяется на втором фронте детонации, причем $q_1 + q_2 = Q = \text{const}$. Строго говоря, последнее равенство нужно считать приближенным, так как полное количество выделенной энергии Q зависит от условий горения. Однако в ряде случаев зависимость $Q = Q(q_1, q_2)$ слабая,